Ueber die Winkelabhängigkeit des Photoeffektes an Isolatoren im polarisierten Licht.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

genehmigt von der Philosophischen Fakultät

der

Friedrich-Wilhelms-Universität

zu Berlin

von

Susanne-Margarethe Spies
aus Posen.

Tag der mündlichen Prüfung: 19. Januar 1933.
Tag der Promotion: 31. Mai 1933.

Druck von Gebrüder Hoffmann, Charlottenburg, Schillerstraße 44.

370

Referenten: Prof. Dr. A. Wehnelt
Prof. Dr. W. Nernst.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Einleitung. Fällt polarisiertes Licht auf eine drehbare Platte aus Metall, so entsteht ein Photostrom, der sich mit wachsendem Einfallswinkel ändert. Ist das Licht parallel zur Einfallsebene polarisiert, so nimmt der Photostrom von senkrechter Inzidenz an langsam zu, erreicht bei dem Polarisationswinkel sein Maximum und fällt dann steil ab, bis er bei streifender Inzidenz den Wert Null hat.

Ist das Licht senkrecht zur Einfallsebene polarisiert, so hat der Photostrom bei senkrechter Inzidenz zunächst den gleichen Wert wie bei parallel zur Einfallsebene polarisiertem Licht, fällt dann aber langsam ab und erreicht bei streifender Inzidenz gleichfalls den Wert Null.

Reiger war der erste, der nachwies, daß auch Isolatoren bei Bestrahlung mit ultraviolettem Licht Photoelektronen aussenden, und zwar in völlig analoger Weise, wie dies an Metallen der Fall war. Wehnelt und Schmerwitz untersuchten nun 1929 zuerst die oben beschriebene Winkelabhängigkeit des Photoeffektes an Glas, das mit parallel zur Einfallsebene polarisiertem Licht bestrahlt wurde. Sie fanden, daß der Photostrom bis zu einer Winkelstellung von $\alpha = 58^0$ langsam anstieg, dann schnell geringer wurde, bis er bei einer Winkelstellung von $\alpha = 90^0$ den Wert Null annahm.

In dieser Arbeit sollten nun die Ergebnisse der Wehnelt-Schmerwitzschen Versuche nochmals bestätigt werden. Ferner sollte Glas in senkrecht zur Einfallsebene polarisiertem Licht untersucht und beide Untersuchungen auf Glimmer und Quarz erweitert werden. Außerdem sollten die Wellenlängen bestimmt werden, die bei Glas photoelektrisch wirksam sind.

Theoretische Einführung. Fällt polarisiertes Licht auf eine spiegelnde Fläche, so wird nur ein bestimmter Anteil des Lichtes reflektiert, während der Rest als gebrochener Strahl in die Fläche eintritt und dort absorbiert wird. Die Intensität des gebrochenen und des reflektierten Strahles hängt von der Lage der Polarisationsrichtung zur Einfallsebene und der Größe des Einfallswinkels ab. Allgemein ist die Intensität des reflektierten Strahles bei Licht, dessen elektrischer Vektor parallel zur Einfallsebene schwingt, stets größer als die Intensität des reflektierten Lichtes, das parallel zur

Einfallsebene polarisiert ist. Nur für senkrechte bzw. streifende Inzidenz werden die Intensitäten gleich. Umgekehrt muß dementsprechend das Verhalten des gebrochenen Strahles sein. Für diese Verhältnisse ist der Brechungsexponent n des untersuchten Mediums maßgebend.

Nach Fresnel gilt für den reflektierten Anteil:

$$J_{||} = \frac{\operatorname{tg}^2(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha + \beta)}, \qquad J_{\perp} = \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)},$$

wobei $J_{||}$ die Intensität des parallel zur Einfallsebene, $J_{\perp}$ die Intensität des senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Lichtes, α der Einfallswinkel und β der Brechungswinkel ist.

Tabelle 1.

α	β	$J_{||}$	$J_{\perp}$
5°	3° 11′	0,0487	0,0496
10	6 21	0,0428	0,0512
20	12 35	0,0415	0,0575
30	18 34	0,0319	0,0699
40	24 10	0,0189	0,0919
50	29 12	0,0053	0.1645
58	32 42	0,0000	0,1827
60	33 40	0,0010	0,1976
70	36 46	0,0390	0,3276
80	38 51	0,2318	0,5644
90	39 34	1,0000	1,0000

Die beiden Funktionen sind in Tabelle 1 zahlenmäßig und in Fig. 1 und 2 für den Brechungsindex 1,57 graphisch dargestellt. In Fig. 2 ist $J_{||}$ dabei nur in einem anderen Maßstabe angegeben.

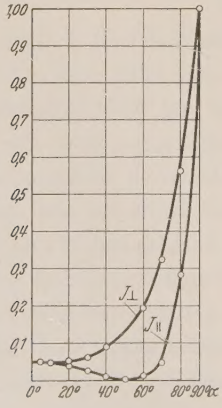

Fig. 1.

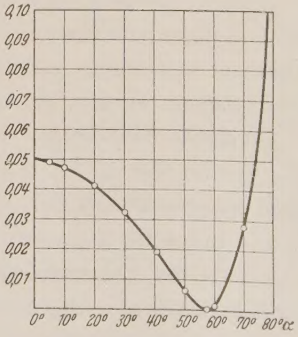

Fig. 2.

Anteil des reflektierten Lichtes nach Fresnel.

Der absorbierte Teil des Lichtes muß sein:

$$J'_{||} = 1 - J_{||} \quad \text{bzw.} \quad J'_{\perp} = 1 - J_{\perp}.$$

Nur dieser absorbierte Teil des Lichtes kann photoelektrisch wirksam sein, d. h. der Photostrom muß J' proportional sein. Er müßte also bei parallel zur Einfallsebene polarisiertem Licht langsam ansteigen, bei dem Polarisationswinkel $\alpha = 58^0$ seinen Maximalwert erreichen und bei $\alpha = 90^0$ den Wert Null annehmen. Bei Licht, das senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist, müßte der Photostrom seinen Maximalwert bei $\alpha = 0^0$ haben, erst langsam und von $\alpha = 40^0$ steiler abfallen, bis er bei dem Einfallswinkel von 90^0 ebenfalls gleich Null wird.

Die Experimente ergaben in der Tat, daß in allen Fällen der Photostrom

$$1.\ i \sim 1 - J_{||} \quad \text{und} \quad 2.\ i \sim 1 - J_{\perp}$$

ist.

Versuchsanordnung. Für die Versuche wurde das in Fig. 3 dargestellte Messingrohr verwandt. Als Lichtquelle wurde eine Zeiss-Bogenlampe benutzt, die in der Figur mit B bezeichnet ist. Das Licht wurde durch

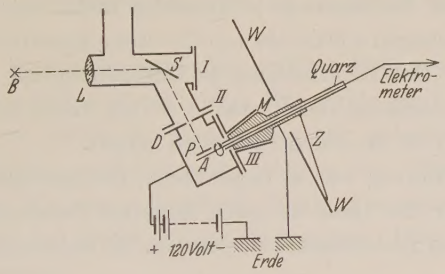

Fig. 3.

die Quarzlinse L, die auf das Messingrohr aufgekittet war, parallel gemacht. Das Licht fiel nun auf einen schwarzen Spiegel S unter dem Polarisationswinkel $\alpha = 58^0$, wurde dort reflektiert, fiel auf das Diaphragma D, wo ein Lichtbündel von der Größe $2 \times 8\ \text{mm}^2$ ausgeblendet wurde. Dieser Strahl beleuchtete die Platte P, die aus dem jeweils zu untersuchenden Material bestand. Die Isolatorplatte war hinten stark berußt, um eine bessere Ableitfähigkeit zu erreichen. Sie wurde mittels eines Klemmbügels fest an eine ebenfalls berußte Messingplatte gepreßt, die mit der leitenden Drehachse A fest verbunden war. Die Verlängerung der Achse führte zum Elektrometer. Mittels eines Metallschliffes M konnte die Isolatorplatte vakuumdicht um jeden beliebigen Winkel gedreht werden. An dem Metallschliff

war ein Zeiger Z befestigt, der auf der Winkelteilung W genau die jeweilige Winkelstellung des Isolators anzeigte.

Die Innenwände des Messingrohres sowie die Platte, in der sich das Diaphragma befand, waren stark berußt, um Reflexionen und infolgedessen irreführendes Streulicht zu vermeiden. Die Achse A war von dem Messingrohr und dem Metallschliff durch ein eingekittetes Quarzrohr gut isoliert. Während der Metallschliff geerdet war, um irreführende Aufladungen zu vermeiden, erhielt das Messingrohr eine Vorspannung von 70 bis 120 Volt aus einer Anodenbatterie. Das Meßrohr war mittels eines aufgekitteten Glasrohres mit einer Quecksilberstrahlpumpe verbunden und wurde unter stetem Druck von 10^{-6} mm Hg gehalten. An den Stellen I, II und III konnte das Rohr geöffnet werden. Es wurde dann mittels gefetteter Gummiringe, die mit Schrauben fest zwischen die Metallteile gepreßt wurden, wieder verschlossen.

Das Rohr, wie es Fig. 3 zeigt, wurde für parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht verwandt. Durch Lösen der Schrauben bei II konnte der untere Teil des Rohres nach einer Drehung um 90^0 wieder angeschraubt werden und in diesem variierten Zustand wurden dann die Messungen für senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht ausgeführt.

Für die Messungen wurde das von Perucca konstruierte Fadenelektrometer benutzt. Das Elektrometer ist außerordentlich empfindlich. Bei einer Schneidenspannung von + und — 8 Volt wurde leicht eine Empfindlichkeit $5 \cdot 10^{-4}$ Volt für einen Skalenteil erzielt.

Die Meßanordnung war so empfindlich, daß geringe Erschütterungen, sowie das Nähern der Hand an einen isolierten Zuleitungsdraht genügten, um Ausschläge im Elektrometer zu erzielen, die innerhalb des Meßbereiches lagen.

Die gesamte Meßanordnung wurde deshalb in einen geerdeten Weißblechkasten eingebaut, der auf einem durchmauerten Tisch fest angeschraubt war. Das Elektrometer wurde außerdem noch auf Gummifüße gestellt. Der Kasten besaß nur drei kleine Öffnungen, für das einfallende Licht, für die Vakuumleitung und für das Objektiv des Elektrometers, so daß die Ausschläge beobachtet werden konnten, ohne daß der Kasten geöffnet werden brauchte. Die Empfindlichkeit, die im wesentlichen konstant blieb, wurde vor und nach jeder Meßreihe geprüft. Damit dies auch bei geschlossenem Kasten erreicht werden konnte, wurde ein Schalter konstruiert, der in Fig. 4 dargestellt ist.

Der Schalter wurde auf das Elektrometer durch die Klemmschraube G angeschraubt. Er besteht aus einem zweiarmigen Metallhebel. Der rechte

Hebelarm wird für gewöhnlich von dem Gewicht R herabgezogen, so daß die Platinspitze K gegen das Platinblech T gedrückt wird. Auf diesem Platinblech ist eine Messingscheibe mit einer Klemmschraube gelötet, die das Meßrohr mit dem Elektrometer verbindet. Von der Platinspitze führt ein Verbindungsdraht zu der Schaltung in Fig. 5. Dieser Draht ist von dem geerdeten Hebelarm durch ein Quarzrohr isoliert. Wird das Gewicht R angehoben, so drückt die Feder F gegen den rechten Hebelarm. Nun sind nur Meßrohr und Elektrometer miteinander verbunden und die

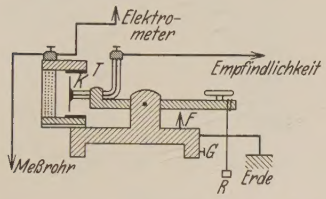

Fig. 4.

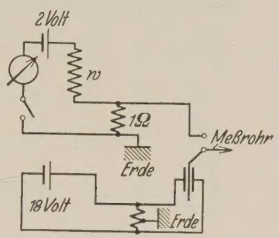

Fig. 5.

Messungen können ausgeführt werden. Wird das Gewicht gesenkt, ist außerdem die Empfindlichkeitsschaltung (vgl. Fig. 5), die für gewöhnlich geerdet ist, angeschlossen.

Bei späteren Versuchen wurde ein anderes Rohr verwandt, das aber dem ersten im wesentlichen ähnlich war. Nur wurde das Licht dabei außerhalb des Meßrohres durch ein Wollastonprisma polarisiert, nachdem es durch eine Quarzlinse parallel gemacht worden war. Das Licht fiel dann durch eine auf das Meßrohr aufgekittete Platte aus geschmolzenem Quarz in das Meßrohr und dort direkt auf das Diaphragma. Dann verlief es analog wie im ersten Apparat.

Messungen und Ergebnisse. Bei Belichtung verlassen Elektronen mit einer von der Frequenz abhängigen Anfangsgeschwindigkeit den Isolator. Sie werden von den umgebenden positiv aufgeladenen Wänden des Meßrohres beschleunigt angezogen, während sich der Isolator dabei auf ein entsprechendes positives Potential auflädt.

Für jede angelegte Vorspannung gelingt es, Elektronen mit bestimmter Geschwindigkeit so zu beschleunigen, daß sie den Anziehungsbereich der positiv geladenen Isolatorfläche überwinden können. Von einer bestimmten Vorspannung an hat die Elektronenausbeute ihr Maximum erreicht, da bei stets gleichbleibender Intensität des Lichtes immer nur eine bestimmte Anzahl von Elektronen ausgelöst werden können. Doch davon soll noch später die Rede sein.

Die Ströme wurden durch die Ausschläge des Elektrometers in konstanten Aufladezeiten gemessen. Da Voltempfindlichkeit und Kapazität bekannt waren, konnten die Stromstärken leicht berechnet werden.

Zunächst wurde eine Sättigungsstromkurve, d. h. die Elektronenausbeute als Funktion der angelegten Vorspannung aufgenommen. Sie ist zahlenmäßig in Tabelle 2 und graphisch in Fig. 6 dargestellt.

Tabelle 2.

Volt	$i = 10^{-15}$ Amp.	Volt	$i = 10^{-15}$ Amp.
0	0	30	24
2	4	40	26
5	6	60	30
10	10	120	30
20	19		

Es ist daraus ersichtlich, daß mindestens 60 Volt an das Meßrohr angelegt werden mußten, um eine Maximalausbeute zu erhalten. Es wurde daher stets mit einer Vorspannung gearbeitet, die größer als 60 Volt war.

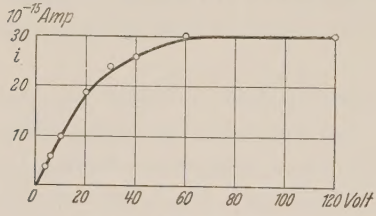

Fig. 6. Sättigungsstrom.

Es handelt sich bei diesen Messungen wirklich um einen lichtelektrischen Effekt. Wurde nämlich die Erdung aufgehoben, so verharrte das Elektrometer in Ruhe, abgesehen von minimalen Ausschlägen, die durch Erschütterungen des Gebäudes hervorgerufen wurden. Sowie jedoch die Bogenlampe brannte, begann das Elektrometer stetige und gleichgerichtete Ausschläge anzuzeigen.

Tabelle 3.

α	Glas $J_{\parallel}$		Glas $J_{\perp}$	
	$i = 10^{-15}$ Amp.			
0^0	20	22	24	24
10	20	24	24	23
20	20	26	23	22
30	24	28	22	20,2
40	28	32	18,5	18
50	34	36	16,5	13
60	44	49	13	10
70	28	28	—	—
80	20	16	—	—

Als erster Isolator wurde ein Plättchen aus Deckglas von der Dicke 0,13 mm untersucht. Die Ergebnisse sind in Fig. 7 bis 10 und in Tabelle 3 angegeben. Als Abszisse wurden die Winkel und als Ordinate die Stromstärken aufgetragen. Die Kurven 7 und 8 sind für parallel, die Kurven 9 und 10 für senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht aufgenommen.

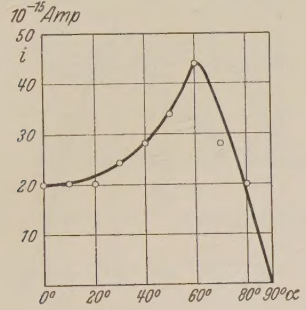

Fig. 7.

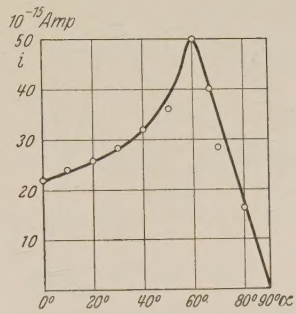

Fig. 8.

Winkelabhängigkeit an Glas bei $J_{||}$.

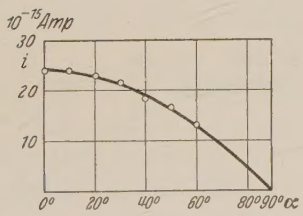

Fig. 9.

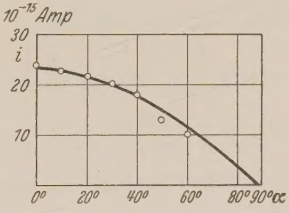

Fig. 10.

Winkelabhängigkeit an Glas bei $J_{\perp}$.

Bei Messungen mit dem variierten Rohr, wobei das Licht mit Hilfe des Wollastonprismas polarisiert wurde, ergaben sich für Glas die Kurven 11 und 12 für paralleles Licht und für senkrecht polarisiertes Licht die Kurven 13 und 14. Ihre zahlenmäßigen Werte sind in Tabelle 4 angegeben.

Tabelle 4.

α	Glas $J_{||}$		Glas $J_{\perp}$	
	$i = 10^{-14}$ Amp.			
0°	24	21	19,2	20
10	27	—	18	19,8
20	27,5	24	16,5	18,9
30	30	29	15,3	17,7
40	35	33	12,6	16,5
50	38	40	10,5	14,1
60	49	47	7,8	11,1
70	30	27	—	—

Die Untersuchungen mit Glimmer ergaben die Kurven 15 bis 18, die genau den gleichen Verlauf wie die Glaskurven zeigen, doch ist hierbei die Intensität geringer. Ihre zahlenmäßigen Werte sind in Tabelle 5 an gegeben.

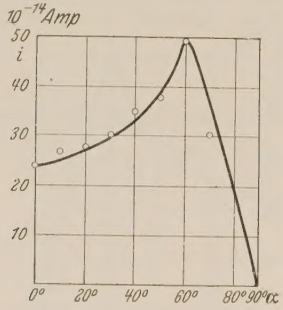

Fig. 11.

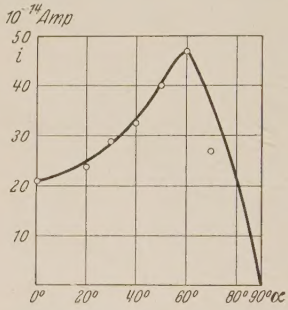

Fig. 12.

Winkelabhängigkeit an Glas bei $J_{||}$.

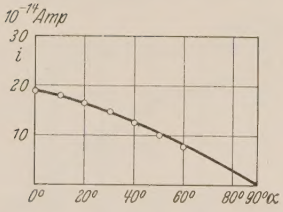

Fig. 13.

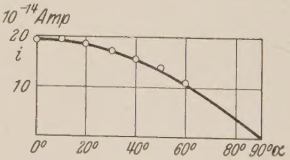

Fig. 14.

Winkelabhängigkeit an Glas bei $J_{\perp}$.

Tabelle 5.

α	Glimmer $J_{||}$		Glimmer $J_{\perp}$	
	$i = 10^{-14}$ Amp.			
0°	8,8	10	9,6	9,2
10	—	—	9,2	8,9
20	8,8	10	8,9	8,9
30	9,9	10,4	8,9	8,8
40	9,6	10,4	8,0	8,3
50	10,4	11,2	7,5	7,7
60	11,2	13,6	6,8	6,8
70	8,4	10	5,6	6,0

Die Kurven zeigen bei Beleuchtung mit parallel zur Einfallsebene polarisiertem Licht (vgl. 11, 12, 15, 16) einen langsamen Anstieg, bei einer Winkelstellung von ungefähr 60° ein Maximum und dann einen jähen

Abfall. Für senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht zeigen die Kurven zunächst ein Maximum, das zahlenmäßig den gleichen Wert hat wie bei parallel polarisiertem Licht bei dieser Winkelstellung von 0^0. Der Photostrom nimmt dann aber langsam ab. Die Ströme konnten in beiden

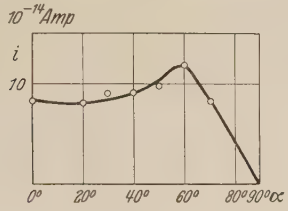

Fig. 15.

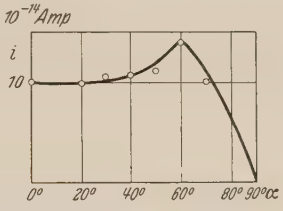

Fig. 16.

Winkelabhängigkeit an Glimmer bei $J_{||}$.

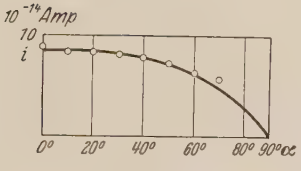

Fig. 17.

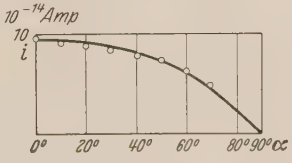

Fig. 18.

Winkelabhängigkeit an Glimmer bei $J_{\perp}$.

Fällen nur bis zu einer Winkelstellung von 80^0 gemessen werden, da dann die Metallplatte, die den Isolator trug, bereits so schräg stand, daß ein Teil des 2×8 mm² breiten Lichtstrahles auch auf das Metall traf und ein für diese Versuche falsches Maximum vortäuschte. Eine Kurve mit einem solchen falschen Maximum ist in Fig. 19 graphisch und in Tabelle 6 zahlenmäßig dargestellt. Die Kurven wurden deshalb von der Winkelstellung $\alpha = 80^0$ an interpoliert.

Tabelle 6.

α	$i = 10^{-15}$ Amp.	α	$i = 10^{-15}$ Amp.
0^0	18	70^0	36
30	24	80	24
50	60	85	60
58	74	90	200
65	38		

Es wurde nun die Vermutung ausgesprochen, daß der erzielte Photoeffekt nicht in den Isolatoren auftritt, sondern daß wirksame Wellenlängen hindurchgehen und an der dahinter liegenden berußten Metallschicht

Photoelektronen auslösen. Die erhaltene Winkelabhängigkeit aber durch Reflexionsverluste an der Glasplatte vorgetäuscht würde. Es wurde zunächst eine Kurve aufgenommen, die den Photostrom an Ruß in Abhängigkeit vom Einfallswinkel zeigt (vgl. Fig. 20 und Tabelle 7).

Tabelle 7.

α	$i = 10^{-13}$ Amp.	α	$i = 10^{-13}$ Amp.
0^0	30	50^0	28
10	27	60	28
20	29	70	26
30	26	80	25
40	30	90	3

Um nun aber noch genauer zu prüfen, ob der Photoeffekt wirklich an Glas auftritt, wurde ein Glasplättchen an einem Drehbügel befestigt, der geerdet war. Dahinter wurde isoliert von dem Drehbügel ein Rußplättchen angebracht, das mit dem Elektrometer in Verbindung stand.

Es wurde nun bei einer Bestrahlung mit parallel polarisiertem Licht, bei einer Belichtungszeit von 60 sec bei einem Bogenstrom von 4 Amp.,

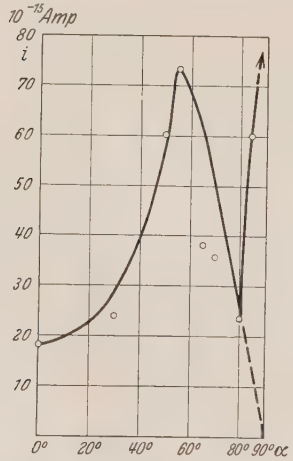

Fig. 19. Winkelabhängigkeit an Glas mit falschem Maximum bei $J_{||}$.

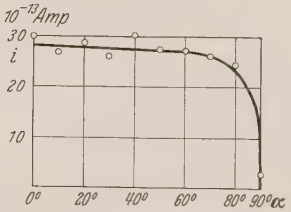

Fig. 20. Winkelabhängigkeit an Ruß bei $J_{||}$.

bei einer Voltempfindlichkeit von 10^{-3} und bei einer Winkelstellung des Isolators von 58^0, so daß ein Maximum hätte auftreten müssen, folgende Tabelle erhalten:

mit Licht: 10, 12, 12, 8, 6, 5,
ohne Licht: 10, 12, 14, 7, 5, 7, } Skalenteile-Ausschlag.

Stellte man nun die drehbare Glasplatte dem einfallenden Lichtbündel parallel ($\alpha = 90^0$), so daß das Licht an der Glasplatte teilweise vorbei und direkt auf die dahinterliegende Rußschicht fiel, so erhielt man in 1 sec einen Ausschlag im Elektrometer, der größer als 60 Skalenteile war. Blieb die Meßanordnung die gleiche, so wie sie eben beschrieben wurde, d. h. konnte das Licht an dem Isolator vorbei die dahinterliegende Rußschicht treffen und wurde nun in den Strahlengang außerhalb des Vakuums ein zweites Deckglas eingeschaltet, so ergaben sich in 60 sec folgende Ausschläge:

mit Licht: 19 Skalenteile,
ohne Licht: 18 „

In 30 sec dagegen

mit Licht: 10 Skalenteile,
ohne Licht: 10 „

Nun wurde das drehbare Glas mit dem Elektrometer verbunden und die dahinterliegende Rußschicht geerdet. Bei einer Winkelstellung der Glasplatte von $\alpha = 58^0$ wurden folgende Ergebnisse erhalten:

mit Licht: 20, 25 Skalenteile,
ohne Licht: 10, 10 „ usw.

Aus Fig. 20 geht hervor, daß eine Winkelabhängigkeit an Ruß nicht zu beobachten war und aus den oben beschriebenen Versuchen folgt, daß die für den Photoeffekt an Ruß wirksamen Wellenlängen bereits vorher vom Glas absorbiert worden sind. Bei dem folgenden Versuch sollte nun einwandfrei festgestellt werden, daß der Photoeffekt und die hierbei beobachtete Winkelabhängigkeit nur und nur durch die Isolatoren selbst bedingt ist. Zu dem Zweck wurde ein Deckglasplättchen von der Größe 18×18 mm^2 durch Kathodenzerstäubung im Vakuum partiell versilbert, und zwar so, daß die Mitte unversilbert und nur der Rand metallisch leitend gemacht wurde.

Dieses Deckglasplättchen wurde wieder an dem Drehbügel befestigt, konnte aber dank des versilberten Randes seine Ladung leichter abgeben

Tabelle 8.

α	$i = 10^{-14}$ Amp.	α	$i = 10^{-14}$ Amp.
0^0	6	50^0	14
10	5,5	60	17,5
20	5,5	70	15
30	6,5		

als dies bei dem vorhergehenden Versuch der Fall war. Bei einer Empfindlichkeit von $5 \cdot 10^{-4}$ Volt und bei parallel polarisiertem Licht wurden Photoströme erzielt, die in Tabelle 8 zahlenmäßig und in Fig. 21 graphisch dargestellt sind.

Die Kurve mußte schon bei einer Winkelstellung von $\alpha = 70^0$ abgebrochen werden, da bei größerer Winkelstellung schon Teile des Silbers getroffen wurden und bei dieser Empfindlichkeit sofort unmeßbar große Ausschläge im Elektrometer auftraten. Doch zeigt der Kurvenverlauf von 0 bis 70^0 genau den gleichen An- und Abstieg, wie das bei den übrigen Kurven der Fall war.

Die langwellige Grenze für Ruß, d. h. die Wellenlänge bei der zum ersten Male an Ruß Photoeffekt beobachtbar ist, muß bei kürzeren Wellen liegen als sie Glas und Glimmer durchlassen, da ja sonst auch Ströme hätten auf-

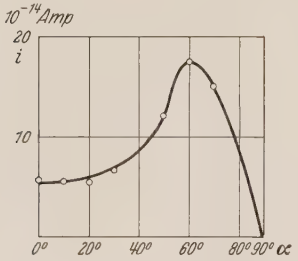

Fig. 21. Winkelabhängigkeit an versilbertem Glas bei $J_{||}$.

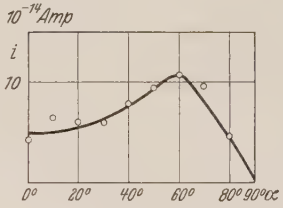

Fig. 22. Winkelabhängigkeit an Quarz bei $J_{|}$ und $J_{\perp}$.

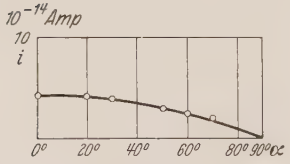

Fig. 23.

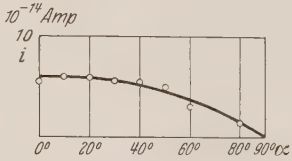

Fig. 24.

Winkelabhängigkeit an Quarz bei $J_{|}$ und $J_{\perp}$.

treten müssen, wenn ein Deckglasplättchen in den Strahlengang gestellt wurde.

Quarz aber ist sehr weit durchlässig. Die übliche Versuchsanordnung konnte also bei Quarz nicht benutzt werden. Die durchgelassenen Wellenlängen hätten durch Erzeugung von Photoströmen an Ruß die Werte fälschlich überhöht.

Deshalb wurde ein Plättchen aus geschmolzenem Quarz ($18 \times 18\,\text{mm}^2$) an dem eben verwandten Drehbügel befestigt. Die sonst dahinterliegende

berußte Metallplatte wurde auch bei diesen Versuchen fortgelassen. Die Intensität war geringer als bei den an Glas und Glimmer erzeugten Photoströmen, da ein Teil der wirksamen Wellenlängen schon durch die aufgekittete Quarzlinse absorbiert worden ist. Doch weisen auch diese Kurven (vgl. Fig. 22 bis 24 und Tabelle 9) den gleichen An- und Abstieg auf.

Tabelle 9.

α	$J_{\parallel}$	$J_{\perp}$	$J_{\perp}$ i in 10^{-14} Amp.
0^0	4,3	4,0	5,9
10	6,6	—	6,0
20	6,0	4,4	6,0
30	6,0	4,0	5,6
40	8,4	—	5,8
50	9,6	3,3	5,0
60	10,8	2,6	3,0
70	9,6	2,0	3,0
80	4,8	—	1,6

Es wäre nun möglich, daß andere Lichtquellen als die benutzte Zeiss-Bogenlampe für diese Versuche günstiger wären.

Da nur ultraviolettes Licht in diesem Falle wirksam ist, konnten auch nur Lichtquellen in Frage kommen, die starkes, kurzwelliges Licht aussenden. Um das festzustellen, wurde ein Deckglasplättchen nacheinander im Kohlenbogenlicht, im Lichte einer Quarzquecksilberlampe und im Cadmiumfunkenlicht untersucht. Wie groß die Photoströme im Lichte der Zeiss-Bogenlampe waren, gibt Tabelle 4 an. Aus dem Lichte der Quecksilberlampe wurde zunächst ein Lichtbündel herausgeblendet, das der Öffnung der Bogenlampe entsprach. Der Strom, der durch dieses Licht, das parallel zur Einfallsebene polarisiert war, bei einer Winkelstellung von 58^0 erzielt wurde, war außerordentlich gering. Fiel das Licht unausgeblendet und unpolarisiert in das Meßrohr, so ergab sich ein Photostrom von $4 \cdot 10^{-15}$ Amp. Die bei Bogenlicht erhaltenen Ströme waren aber um eine Zehnerpotenz größer.

Der Cadmiumfunke ergab unpolarisiert und ohne Blende auch nur Ströme von 5 bis $6 \cdot 10^{-15}$ Amp., also ebenfalls um eine Zehnerpotenz kleiner als die Photoströme, die bei Bogenlampenlicht erzielt wurden.

Die Bogenlampe erwies sich also für diese Versuche am geeignetsten.

Langwellige Grenze für Glas. Um nun die wirksamen Wellenlängen des Photoeffektes an Glas festzustellen, wurde zunächst eine spektrale Zerlegung des Bogenlampenspektrums und ein Vergleichsspektrum des Quecksilberlichtes aufgenommen (vgl. Fig. 25). Dabei zeigen die Ziffern 1 und 5 das Hg-Spektrum, 2 das Bogenlampenspektrum,

3 das Bogenlampenspektrum durch ein Glasfilter hindurch aufgenommen und 4 das Bogenlampenspektrum durch ein Glimmerfilter hindurch aufgenommen. Die Bogenlampe weist im Sichtbaren ein starkes und kontinuierliches Spektrum auf, das ungefähr bis 3000 Å reicht. Bei ungefähr 2800 Å liegen nochmals einige intensive Linien, dann sind nur sehr wenige und sehr schwache Linien bis 2500 Å vorhanden. Hier treten plötzlich mehrere sehr intensive Linien auf.

Da Glas nach Fig. 25 (3.) nur Wellen hindurchläßt, die länger als 2900 Å sind und vorstehende Versuche ergaben, daß Licht, das durch

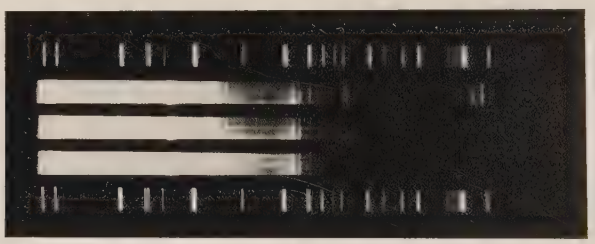

Fig. 25.
Spektrale Zerlegung des Quecksilberlichtes und der Bogenlampe.

ein Glasfilter hindurchgegangen war, keinen oder nur einen sehr geringen Photoeffekt hervorrief, so müssen wir annehmen, daß Wellen, die kürzer als 2900 Å sind, den beobachteten Photoeffekt an Glas entstehen ließen.

Bei Beleuchtung mit Bogenlicht traten die intensivsten Ströme auf, obgleich in dem Gebiet von 2900 bis 2500 kaum Linien liegen. Die für den Photoeffekt an Glas wirksamen Wellenlängen müssen also in dem Gebiet von 2500 Å an liegen. Diese Annahme wird bestätigt, denn Hg hat in diesem Gebiet neben schwachen Linien in diesem Gebiet nur die intensiven Linien 2537 und 2482 liegen. Auch das Cadmiumspektrum besitzt in diesem Gebiet nur wenige und schwache Linien. Es wird hieraus ersichtlich, weshalb gerade das Bogenlicht die intensivsten Photoströme hervorrief.

Wurde nun in den Strahlengang ein Ultraviolettfilter, das bis 2700 Å durchlässig war, gehalten, so ergaben sich für Glas bei einer Winkelstellung von 58° folgende Werte:

ohne Filter:	35	bis	40	Skalenteile	Elektrometerausschläge.
mit Filter:	3	„	5	„	„
ohne Licht:	2			„	„

Bei Hg-Licht und dem Einschalten des Filters ergaben sich ebenfalls nur Ausschläge, die außerhalb der Meßgenauigkeit lagen.

Für Glas muß also die Wellenlänge, bei der zum ersten Male einwandfrei meßbar Photoeffekt auftritt, bei Wellen liegen, die kürzer als 2700 Å sind. Da Hg, das in diesem Gebiet mehrere Linien starker Intensität aufweist, nicht größere Photoströme hervorruft als die oben angegebenen, so muß die langwellige Grenze dicht bei 2500 Å liegen, genau so wie schon oben auch geschlossen wurde.

Spektrale Verteilung. Bei Versuchen mit spektral zerlegtem Licht, die der kleinen Intensitäten halber sehr schwierig waren, ergab sich aller-

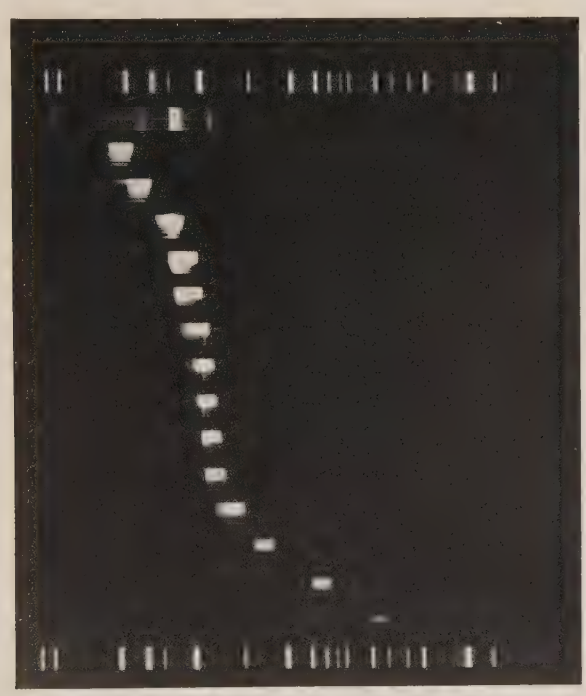

Fig. 26. Spektrale Verteilung.

dings schon ein schwacher Photostrom bei einer Wellenlänge von 3600 Å (vgl. Fig. 26). Oben und unten ist wieder das Hg-Spektrum als Vergleich angegeben. Die weißen Flecke geben Spektralbezirke an, mit denen der Isolator nacheinander bestrahlt wurde. Da aber dies Ergebnis den obigen Schlüssen zu widersprechen scheint, muß dieser Photoeffekt auf eine Natriumhaut zurückgeführt werden, die sich auf der Glasoberfläche mit der Zeit gebildet hatte.

Diskussion der Ergebnisse. Die erhaltenen Kurven (vgl. 7 bis 18, 22 bis 24) zeigen deutlich die Winkelabhängigkeit des Photoeffektes an Isolatoren. Da bei Metallen der vollkommen gleiche Verlauf des Photostromes in Abhängigkeit vom Einfallswinkel auftritt (vgl. Gudden), so müssen wir schließen, daß der Vorgang bei den Isolatoren ein völlig analoger ist, wie bei den Metallen. Der Vorgang vollzieht sich in einer dünnen Oberflächenschicht, da die wirksamen Wellenlängen, die kürzer als λ' sind, wenn wir mit λ' die langwellige Grenze der Isolatoren bezeichnen, keine große Eindringungstiefe haben. Fällt nun Licht von der Frequenz ν auf einen Isolator, so werden dabei Elektronen freigemacht, wobei bekannt ist, daß die Energie der ausgelösten Elektronen von der Frequenz, nicht aber von der Intensität des Lichtes abhängt. Die Intensität beeinflußt nur die Menge der Elektronen.

Es gelten die bekannten Einsteinschen Beziehungen:

$$\frac{1}{2} m v^2 = e V = h \nu - P; \qquad \frac{Q}{h \nu} = N,$$

wobei m die Masse, e die Ladung eines Elektrons, v die Geschwindigkeit, h Planckssches Wirkungsquantum, Q die auffallende Lichtintensität und P die Mindestenergie ist, die ein Elektron vom Licht erhalten muß, damit es den Isolator mit der Geschwindigkeit Null verlassen kann.

Diese Mindestenergie wird verbraucht, um das Elektron von seinem Atom abzulösen $= P_i$, und zweitens für die Austrittsarbeit $= P_a$ des Elektrons beim Verlassen des Isolators.

Da die Elektronen in Nichtmetallen sehr fest gebunden sind, so muß die Ablösearbeit vom Atom $= P_i$ sicherlich sehr groß sein. Da allgemein angenommen wird, daß nicht die normalen Gitteratome für die lichtelektrisch wirksame Lichtabsorption als verantwortlich anzusehen sind, sondern irgendwie bevorzugte, so ist sicherlich kein Grund vorhanden, diese bevorzugten Atome nicht auch in Isolatoren anzunehmen. Die immerhin geringe Intensität der Ströme ist also hauptsächlichst auf die große Ablösearbeit P_i zurückzuführen. Der Widerstand der Isolatorplatte kann kaum dafür in Frage kommen, denn die Dicke der Isolatorplatte war so gering, daß der Spannungsabfall längs der Platte vernachlässigt werden darf. Die Austrittsarbeit P_a wird, wenn sie sicherlich auch groß ist, nicht als maßgebend für die geringe Intensität der Ströme angesehen werden dürfen. Sie ist an diesen drei Isolatoren keinesfalls sehr groß, da sonst innerer Photoeffekt beobachtet werden müßte, d. h. der Photoeffekt könnte nicht außerhalb der Isolatoren in so völlig analoger Weise wie bei Metallen auftreten.

Zusammenfassung. Es wurden in dieser Arbeit die Ergebnisse der Wehnelt-Schmerwitzschen Versuche bestätigt. Die Untersuchungen wurden für Glimmer und Quarz, sowohl für senkrecht wie parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht erweitert.

Dabei ergab sich:

Fällt parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht auf eine drehbare Isolatorplatte, so entsteht ein Photostrom, der sich mit wachsendem Einfallswinkel ändert. Er nimmt von senkrechter Inzidenz an langsam zu, erreicht bei einem Winkel von 58^0 sein Maximum und fällt dann steil ab, bis er bei streifender Inzidenz den Wert Null hat.

Fällt senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht auf die drehbare Isolatorplatte, so hat der Photostrom zunächst den gleichen Wert wie bei Bestrahlung mit parallelem Licht, fällt dann aber langsam ab, bis er bei streifender Inzidenz gleichfalls den Wert Null hat.

Die langwellige Grenze für Glas ergab sich bei einer Wellenlänge von ungefähr 2500 Å.

Vorstehende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Berlin ausgeführt.

An dieser Stelle möchte ich auch noch meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. A. Wehnelt danken für die Anregung zu dieser Arbeit, für seine wertvollen Ratschläge und für seine ständige Anteilnahme. Auch Herrn Privatdozent Dr. Schumann möchte ich für das freundlichst zur Verfügung gestellte Perucca-Elektrometer, und der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft für die Überlassung einer Stahldiffusionspumpe und Vorpumpe danken.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, den 3. November 1932.

Lebenslauf.

Ich, Susanne-Margarethe Spies, ev. Konfession, wurde am 6. Juni 1908 als Tochter des Geh. Rat Dr. Paul Spies, Professor der Physik an der Akademie in Posen geboren. Zunächst besuchte ich das Below-Knothesche Lyzeum in Posen. Nach unserer Ausweisung aus Posen durch die Polen besuchte ich das Dürerlyzeum und die Goetheschule in Berlin-Lichterfelde, die ich Ostern 1927 mit dem Zeugnis der Reife verließ. Ich studierte an der Berliner Universität Physik, Chemie und Philosophie. Mit meiner Dissertation begann ich Herbst 1929. Meine Lehrer waren die Herren Professoren und Dozenten: Bieberbach, Dessoir, Feigl, Hammerstein, Hettner, Hildebrandt, Hopf, Hornbostl, Markwaldt, Mayer, Nernst, Planck, Pringsheim, Schlenk, Schrödiner, Wehnelt. Ihnen allen sage ich hiermit meinen besten Dank.